第64卷 第6期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 6
2023年11月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Nov., 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.06.002

太阳风中阿尔文波的研究进展

杨 磊[1,2,3†] 孙 畅[1,3] 李家威[1,3]

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)
(2 中国科学院国家空间科学中心空间天气学国家重点实验室 北京 100190)
(3 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

摘要 阿尔文波在太阳风中普遍存在, 对其中等离子体的加热与加速有重要意义. 从太阳风中的结构、太阳风湍流、太阳风全球模型、等离子体不稳定性(参量衰变不稳定性和火蛇管不稳定性)、太阳风的加热与加速等方面, 总结了近年来太阳风中阿尔文波相关的研究进展. 结合目前的研究趋势, 从亚阿尔文速太阳风、太阳风全球模型和太阳源区3个方向展望了未来阿尔文波的相关研究.

关键词 波, 等离子体, 太阳风, 磁流体力学, 磁场

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

1 引言

太阳风是从日冕向外不断流出的超音速磁化等离子体, 主要由电子、质子、α粒子和其他重离子构成. 它充斥着整个日球层, 在行星际空间可传播至上百个天文单位(au)之外, 其中具有丰富的无碰撞等离子体现象(如磁流体力学波、湍流、各种尺度的磁场结构等), 涉及诸多等离子体物理过程(如波的激发、传播和能量耗散、等离子体不稳定性、磁重联对太阳风的加速和加热等). 太阳风一般可分为3类[1]: 快太阳风(速度在500–800 km/s)、慢太阳风(速度在300–500 km/s)以及瞬变/爆发性事件(如行星际日冕物质抛射、磁通量绳、磁云, 速度从几百至2000 km/s不等).

太阳风结构的性质和演化在时间和空间上呈现多尺度变化, 这主要与其在太阳上的源区和局域物理过程有关[2]. 大尺度太阳风结构(如磁云或行星际日冕物质抛射[3–5])不仅具有重要的科学研究意义, 而且能引发灾害性空间天气, 对人类社会的地基和天基技术设备、卫星导航与通信、输电设备等产生难以预估的影响. 小尺度的太阳风结构(如磁场折返[6–9]、磁场间断[10–11]、小尺度磁通量绳[12–13]等)可能与粒子动理学过程关系更密切, 涉及到等离子体中粒子的速度分布情况以及阿尔文波的不稳定性过程产生的能量转移和耗散等[7, 14–15], 使太阳风成为天然的等离子体物理实验室.

阿尔文波[16]是磁流体力学中的基本波模之一, 在太阳风中普遍存在, 与阿尔文波相关的基础知识可参考相关教材[17–22]. 在高速太阳风的后缘[23–24], 阿尔文波事件的发生率大约是慢速太阳风中的两倍[10], 阿尔文度(即扰动速度和扰动磁场各分量之间的相关性, 用来表征扰动性质接近阿尔文波的程度)相对较高, 而慢速太阳风的阿尔文度通常较低, 等离子体参数变化更大, 常混杂有更多的非阿尔文结构. (注: “阿尔文波”主要用于描述接近理论预期[16]的那些太阳风扰动, 即阿尔文度较高的情

2022-11-04收到原稿, 2023-05-18收到修改稿

*国家自然科学基金项目(41874201、12250014、11790302), 国家重点实验室专项基金资助

†ylei@pmo.ac.cn

形[25], 对于阿尔文度较低但仍具有阿尔文波部分特征的那些扰动一般可称为“阿尔文扰动”, 以表明其中除了阿尔文波可能还混杂有其他波模或结构[26]. 有时为了描述的统一性, 文献中两者并未作明确区分, 需结合具体的事例来判断).

太阳风湍流在太阳风的形成、高能粒子加速、等离子体加热和宇宙线传播等方面起着重要作用, 当阿尔文波主导时也称为阿尔文湍流[27–29]. 对向传播的阿尔文波之间的非线性相互作用可驱动太阳风湍流[27], 并造成湍流的能量串级. 湍流的性质和演化过程不仅与阿尔文波和当地等离子体背景环境关系密切, 而且受其中各种等离子体物理过程[30–34](如等离子体不稳定性、波的反射、对向波的激发、与波有关的共振和非共振相互作用过程等)的影响, 通过波能量的转移和耗散, 湍流的性质也可能发生变化.

太阳风湍流中诸多等离子体物理过程以及背景等离子体的参数范围较广, 可满足特定的等离子体参数阈值条件, 引发相应的等离子体不稳定性[7, 11, 30–31, 35] (如参量衰变不稳定性、火蛇管不稳定性等)激发特定的等离子体波, 并通过波粒相互作用或湍流的串级来加热等离子体, 造成粒子的动理学行为和太阳风等离子体的性质发生变化[14–15, 29]. 太阳风湍流的理论和观测研究方面, 更全面和详尽的介绍可参考综述文献[36–39].

本文聚焦太阳风中阿尔文波研究方向, 结合最新的卫星观测研究结果, 对太阳风中的结构(如磁场折返、磁场间断、磁通量绳/管、慢太阳风等)、太阳风湍流(其中的物理过程和对向传播的波)、太阳风的全球模型、太阳风中的等离子体不稳定性(参量衰变不稳定性和火蛇管不稳定性)以及太阳风的加热与加速等方面的研究进展情况进行系统梳理和总结, 在此基础上对未来的研究方向和发展趋势作出展望.

2 太阳风中的结构

在不同的时间和空间尺度上, 太阳风中的结构呈现不同的性质和演化, 这既跟其太阳表面的源区有紧密联系, 也受当地物理过程的直接影响. 大尺度的结构(如行星际日冕物质抛射)可能携带了源区结构和物理过程的信息, 可引发灾害性空间天气, 影响地基和天基设备的正常运转. 较小尺度的结构(如磁场折返和磁场间断)很可能是在当地产生从而可研究其中的物理机制, 使得太阳风成为天然的等离子体物理实验室. 这里我们主要介绍与太阳风中的阿尔文波相关的一些结构, 包括磁场折返、磁场间断、磁通量绳/管、行星际日冕物质抛射、慢太阳风等. 下面分别介绍阿尔文波与这些结构的关系、相关的物理过程以及在其中所起的作用.

2.1 磁场折返

Parker Solar Probe (PSP)在初次抵近太阳时的磁场观测如图1所示, 其中上图和下图的观测时长分别为10 d和2 h. 由图可见, 径向磁场$B_{\rm R}$发生快速极性反转的现象, 称为磁场折返(如图1所示)[8], 磁场偏转的角度从几度至接近180°不等. 此现象在观测期间普遍存在, 成为PSP最引人注目的观测结果之一. 这些折返结构是自相似的, 影响磁场的动态变化. 对卫星数据进行小波分析后, 归一化的剩余能量和交叉螺度的二维联合分布所呈现的特征表明, 这些扰动属于较纯的阿尔文波, 这与Helios以前的观测结果很相似; 磁场折返使得较短的小波尺度上的交叉螺度呈现负值[9]. 这些磁场折返常处于径向速度的局部增强(或称喷流)区, 在所有分量上呈现出速度–磁场相关性, 即远离太阳向外传播的大振幅阿尔文波的特征[6–7].

PSP多次近日观测显示, 内日球层内普遍存在着具有大振幅阿尔文扰动形式的磁场折返现象, 与α粒子丰度、马赫数、等离子体β (热压与磁压之比)和压力的增加以及磁场强度和电子温度的减小等特征有关联. 通过对该卫星近日观测数据的统计分析[11], 特别是粒子和等离子体波的特征, 发现73%的事件中磁场折返都具有阿尔文波的类似性质, 其余27%的事件中磁场折返具有可压缩性; 对应前者的磁场强度基本保持不变, 而对应后者的磁场强度和密度扰动都发生变化. 这些等离子体结构的间距在经度上与超米粒组织的尺寸相当, 推测这些折返起源于与网络磁场相关的发散磁漏斗的前边缘附近, 并通过交换重联过程产生[40].

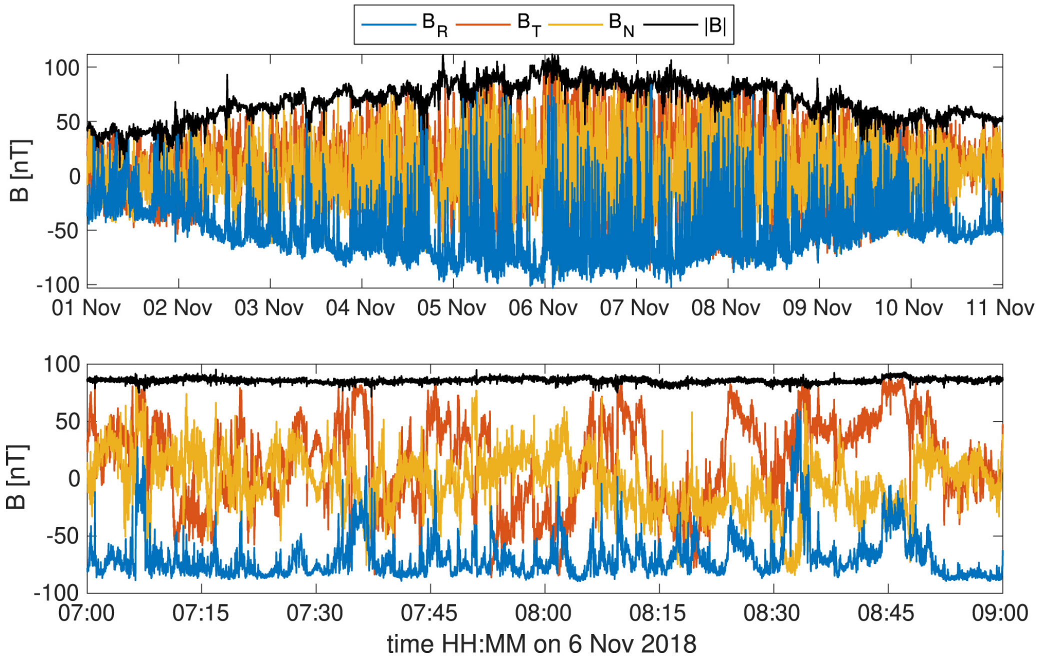

图 1　PSP初次抵近太阳时的磁场观测, 上图和下图分别对应10 d和2 h的观测时长, 其中$B_{\rm R}$、$B_{\rm T}$和$B_{\rm N}$分别为径向、切向和法向磁场分量. 图片来自文献[8].

Fig. 1　The magnetic field observed by the PSP during its first approach to the Sun, the upper and lower panels correspond to 10 d and 2 h observations, respectively, where $B_{\rm R}$, $B_{\rm T}$ and $B_{\rm N}$ are the radial, tangential and normal magnetic field components, respectively. This figure is from Ref. [8].

通过分析与磁场折返有关的磁场和等离子体的扰动, 发现3种不同特征的结构: (1)阿尔文结构, 其中磁场分量发生变化而磁场强度保持不变; (2)压缩结构, 磁场分量与磁场强度都发生变化; (3)磁场反转结构, 可视为阿尔文式磁场折返的一个极端例子. 这些结构边界和等离子体速度扰动表明, 磁场折返是一种局域的磁通量管, 与周围背景等离子体相比, 具有较高的平行速度和β值(大概是由于磁通量管内含有较热的等离子体)[35]. 通过新的Grad-Shafranov算法重建, 发现当卫星穿越此类通量管/绳结构时, 可以出现磁场折返现象[41]. 这些磁场折返结构也可能是磁通量管形变的局部表现, 对应于火蛇管不稳定性发展的饱和阶段[35].

等离子体动力学的解析模型[42]预期磁场折返更易发生在太阳风等离子体膨胀更强的区域, 其占比随日心距离的增加而增加, 其梯度更倾向垂直于平均磁场的方向. 当阿尔文波的相对振幅由于太阳风膨胀而增长时, 所产生的压缩使其波形变陡, 同时保持磁场强度几乎不变. 该模型的结果与之前的观测和数值模拟研究中的相关现象吻合, 说明磁场折返可由来源于日冕底部的小振幅阿尔文波的非线性演化形成. PSP观测到的部分磁场折返也可能是球偏振的阿尔文波在远离太阳向外传播时振幅增长的自然结果, 即大振幅(非线性)阿尔文波所形成的旋转间断[11]; 通过阿尔文波湍流的数值模拟[43]能重现折返的许多观测特征, 包括阿尔文波的速度与磁场的相关性、球偏振(低的磁压缩性)和随径向距离增加的体积填充率.

考虑磁场折返和磁压恒定等因素的影响, 对大振幅阿尔文扰动演化的磁流体力学数值模拟显示[7], 只要背景太阳风没有强的密度扰动或其他参数的梯度不大(比如不存在太阳风流或磁场剪切等), 在参量衰变不稳定性引起衰减之前, 磁场折返能存留几百个阿尔文穿越时间, 可存活至卫星所在的日心距离处; 否则会在较短的时间尺度上使磁场折返这种结构失稳或彻底破坏. 该结果支持了磁场

折返(或喷流)结构起源于低日冕的假设.

太阳风中磁场折返常伴随阿尔文式速度尖峰[6, 44], 温度的升高是此类速度尖峰的一个显著特征. 为理解这些现象, 在具有不同磁螺度的开放漏斗和封闭环之间的交换重联模型中引入间断面[44], 不仅可加速来自新打开的闭环的喷流, 而且还可沿重联后的开放通量管激发阿尔文波式尖峰, 重现阿尔文扰动在时间上的脉冲性和空间上的不对称性、阿尔文式尖峰的压缩性、脉冲结构内的温度增强和密度变化等观测特征. 可见, 研究磁折返结构的形成机制需要考虑阿尔文式尖峰的径向非线性演化.

目前对磁场折返的确切来源尚未有定论. 有学者认为磁场折返是在当地形成的磁场扭曲结构, 不是来源于太阳表面极性相反的区域[9]. 现有的理论模型多集中解释磁场折返中的部分磁场和等离子体动力学特征, 尚不能完全解释观测上的诸多特征; 日益增多的卫星近日探测数据对磁场折返的产生机制给出观测上的更多约束, 相应的理论模型必须能够解释非纯粹阿尔文扰动的那些磁场和等离子体特征. 从理论上来看, 火蛇管不稳定性和波的参量衰变不稳定性能解释磁场折返形成过程中的部分观测特征, 可作为形成磁场折返的候选机制[7, 11], 但还需要结合实际观测构建更完善的理论模型.

2.2 磁场间断

磁场方向间断的存在可造成弧偏振阿尔文波磁场矢量方向变化的不均匀性[10]. 垂直于磁场间断上的表面阿尔文波的数值模拟[45]显示, 这些单向传播波的非线性自变形引起磁场横向波能的串级, 可能强烈影响太阳风中外传阿尔文波的湍动耗散率.

间断处平行传播的大振幅阿尔文波的相位陡化可产生质子能化现象, 通过混合模拟[46]发现色散效应通过相位陡化导致波的破碎, 随后产生的压缩扰动可将波的能量有效转移给质子; 在波陡化的边缘处, 质子散射引起非绝热质子的垂直加热, 而波前的平行电场调节质子的场向加速. 在阿尔文速度处出现场向束流时, 整个体系达到稳态, 同时压缩波模大多被阻尼掉, 这些过程对阿尔文太阳风的动力学研究有重要意义.

PSP所观测到大量的磁场折返也可能是大振幅阿尔文波在磁场方向上所形成的旋转间断, 通过阿尔文波湍流的数值模拟[43]可重现磁场折返的观测特征(如速度与磁场的相关性、球偏振和随径向距离增加的体积填充率). 也有研究认为, 磁场折返并不引起背景场的磁剪切, 其边界可视为旋转间断或切向间断, 而旋转间断出现的频率更高些[11].

在不同磁螺度的开放漏斗和封闭环之间发生的交换重联模型中, 引入引导场向的间断面, 不仅可加速新打开的闭环喷流还可激发沿重联形成的开放通量管传播的阿尔文波式脉冲/尖峰[44]. 该模型结果重现了PSP对阿尔文式脉冲/尖峰的主要观测特征, 有助于进一步完善对磁场折返结构形成物理机制的理解.

磁场间断结构的出现会影响对太阳风等离子体流的de Hoffmann-Teller参考系的确定, 进而影响对太阳风等离子体扰动阿尔文度的估算. 一般来说, 来源于不同尺度太阳风中的阿尔文扰动应有不同的de Hoffmann-Teller参考系, 在此基础上, 一些新方案[47–48]通过获得随时间变化的de Hoffmann-Teller参考系(而不是以往研究中常用恒定的de Hoffmann-Teller参考系)可以有效地减少磁场间断结构的影响, 得到更好的Walén检验结果, 对应的对流电场也更小.

2.3 磁通量绳/管

近些年来, 越来越多的观测证据表明, 行星际磁云(大尺度磁通量绳/管)内存在阿尔文波, 这对太阳风和磁云的性质及其动力学演化有重要影响. 磁云中观测到内传的阿尔文波, 太阳风后缘则为外传阿尔文波所主导[49]. 磁云中Walén斜率和速度-磁场相关系数的变小, 其原因众多, 如同时存在内传和外传的阿尔文波、磁重联的发生、热各向异性的发展、阿尔文扰动的耗散等. 这意味着, 阿尔文波在磁云中要么消散, 要么会破坏磁云的结构. 2018年11月PSP在0.25 au观测到的磁云[5]中, 等离子体扰动的归一化交叉螺度$|\sigma_c|$值在磁云中心区也是较低的, 与此处Walén斜率变小的趋势是一致的, 说明与平均磁场平行和反平行传播的阿尔文波能

量大致相当, 而磁云外层阿尔文扰动的振幅更大、$|\sigma_c|$值更高, 剩余能量$|\sigma_r| \sim 0$. 阿尔文扰动的耗散可能与磁云内部的能量耗散和等离子体加热之间存在某种联系, 还需更多研究来进一步阐明相关的物理过程和机制. 磁云的这些观测特征可同太阳表面源区及其与太阳风相互作用等局域过程相联系.

以前对磁云中阿尔文波的观测研究, 集中在单卫星所观测到沿磁场传播的内传(向阳)或外传(背阳)的阿尔文波, 而多卫星观测的磁云(或大尺度磁通量管)事件分析结果[4]发现, 磁云中不仅有单向传播的阿尔文波, 而且有双向传播的阿尔文波. 前者可能是由磁通量绳的扭曲所产生, 而后者则来源于磁重联并沿磁云的两个环足向外传播. 大尺度磁云碰撞过程中, 阿尔文波间的相互作用可能是能量交换(或耗散)的主要机制之一. 对行星际日冕物质抛射(或磁云)碰撞事件的研究[3]表明, 在多个日冕物质抛射的超弹性碰撞后, 相互作用区出现内传(向阳传播的)扭转阿尔文波, 可能在行星际日冕物质抛射磁能、热能和动能等的转移和耗散中起重要作用. 在两个同极性的行星际磁通量管之间发生交换重联的出流区中, 大量磁能不断地释放和转换, 质子和电子速度分布沿着磁场方向的展宽表明了等离子体的加热现象[50]. 这些能化后的等离子体具有火蛇管不稳定性, 并且在进一步能量转换过程中产生阿尔文波, 可部分解释磁通量管(或磁云)中出现的阿尔文波.

低频阿尔文扰动的非线性串级是行星际日冕物质抛射在非绝热膨胀期间加热等离子体的能量来源之一. Wind卫星在1.0 au处观测到一个行星际日冕物质抛射事件, 在5.4 au处被Ulysses观测到[51]. 在1.0 au处的行星际日冕物质抛射内部经常存在阿尔文扰动, 相应的发生率为21.7%, 频率范围较宽为4×10^{-4}–5×10^{-3} Hz. 当行星际日冕物质抛射传播至5.4 au时, 阿尔文度明显下降, 对应的频率范围变窄, 阿尔文扰动的发生率大幅降低至3.0%. 同时, 除了行星际日冕物质抛射的膨胀效应外, 富含阿尔文扰动区域的磁场强度也下降较多. 阿尔文扰动的耗散可造成行星际日冕物质抛射内部的磁耗散, 并满足当地等离子体加热的要求.

类似的研究结果也出现在Voyager 2的统计观测研究中[52], 即对行星际日冕物质抛射内部的阿尔文扰动的统计研究发现, 在几乎所有的行星际日冕物质抛射内部经常存在着高阿尔文度的扰动, 相应的时间占所有行星际日冕物质抛射时间的12.6%. 随着行星际日冕物质抛射的膨胀和向外传播, 阿尔文扰动的时间占比总体上呈线性减少. 行星际日冕物质抛射内部阿尔文扰动的发生率远低于周边背景太阳风中的发生率, 特别是在4.75 au以内. 相对来说, 阿尔文扰动更频繁地出现在行星际日冕物质抛射的中心和边界处. 此外, 行星际日冕物质抛射内部的质子温度呈现W形分布. 这些结果表明, 阿尔文扰动与行星际日冕物质抛射内部的等离子体加热可能有密切的联系.

在小尺度磁通量绳观测研究方面, PSP在内日球层($\sim$ 0.2 au)的观测中, 发现具有中阿尔文度的小尺度磁通量绳事件[12], 即这些通量绳中存在着阿尔文波的事件. 同时, 还伴有频率大于该通量绳前缘和后缘质子回旋频率的波, 可用外传的离子回旋波来解释, 其频率$\sim$ 0.03–0.3 Hz, 在等离子体参考系内波长$\sim$ 60–2000 km.

太阳风中阿尔文波的普遍存在能抑制距离太阳较近处磁通量绳的产生. 利用Helios和PSP卫星的原位观测数据, 图2显示了小尺度磁通量绳的持续时间和空间尺度随径向距离(0.29–1 au)的变化情况, 可见太阳附近探测到的磁通量绳数量远少于较远径向距离处, 结合ACE、Wind、Ulysses和Voyager等卫星的观测结果, 0.29–8 au的小尺度磁通量绳的径向变化特征也是如此[53]. 原因之一可能是在距离太阳较远处这些通量绳结构可由当地磁流体力学湍流产生, 而较近处的阿尔文波则大大抑制了该处磁通量绳的产生. 低纬和高纬之间小尺度磁通量绳特征的主要差异可能归因于阿尔文波或类阿尔文结构, 在更严格的Walén斜率阈值下, 高纬地区有更多的磁通量绳事件被排除在外[13].

2.4 慢太阳风

阿尔文扰动是太阳风中的一个常见特征, 特别是在快速流的后缘. 慢太阳风通常具有较低的阿尔文度, 其中阿尔文波的发生率大约只有快太

阳风中的一半[10], 与非阿尔文结构混杂得更厉害. 然而情况并非总是如此, 在特定条件下, 慢太阳风也有高阿尔文度(速度与磁场相关系数达到0.95以上)[54–57], 这类太阳风称为阿尔文慢太阳风.

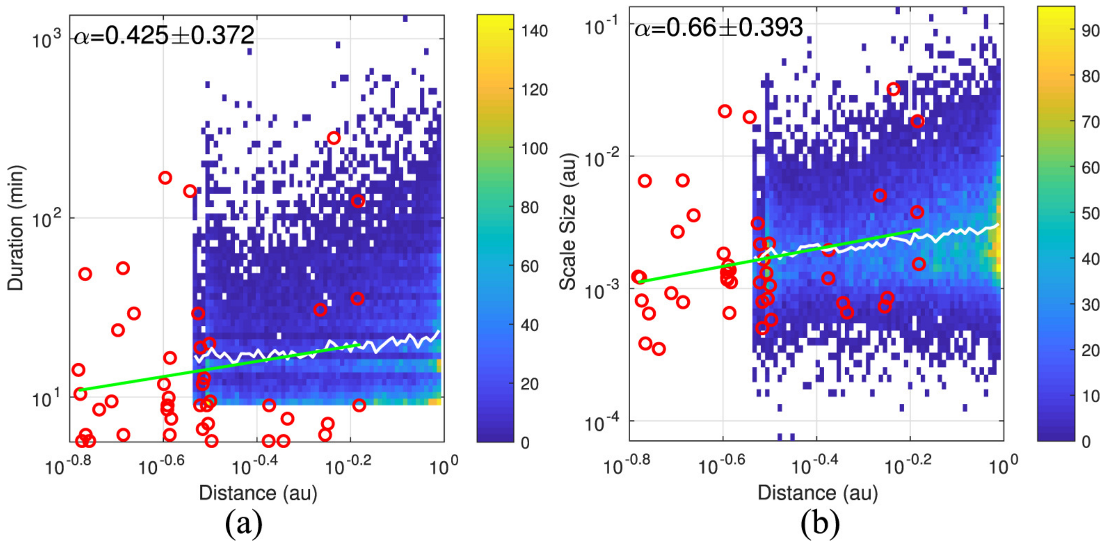

图 2 磁通量绳的(a)持续时间和(b)空间尺度随日心径向距离的分布情况. 图中颜色条代表事件的数目, Helios的观测结果用2D直方图表示, 白色曲线为相应的平均值; 而PSP的观测结果以红圈显示, 绿色直线为对观测值的幂律拟合, 其中α为对应的幂律指数. 图片来自文献[53].

Fig. 2 Distributions for (a) the duration and (b) the scale size of magnetic flux ropes with the heliocentric distance, where the color bar indicates the event count, the 2D histograms are for Helios observations, and the white curves represent the corresponding average values; the red circles are for the PSP observations, and the green lines are the power-law fit for the observations with related power-law exponents α. This figure is from Ref. [53].

观测研究显示, 与典型的慢太阳风的特征不同, 阿尔文慢太阳风具有低的磁压缩性, 除速度外与快太阳风更相似[55, 58–59], 例如阿尔文慢太阳风中的等离子体扰动大小与快太阳风的相当[56]. 阿尔文慢太阳风很可能来自于冕洞边界, 从而具有典型的快太阳风特征. 但另外一些研究发现, 高阿尔文度的慢太阳风在成分上和低阿尔文度的慢太阳风并无显著差别, 这两类情况可能因同源于小冕洞风的阿尔文波速度比等离子体更快, 使得两者分离而形成, 并初步得到模拟结果的支持[60]. 图3展示了该二维太阳风模型模拟同源于小冕洞的等离子体(紫色区)和阿尔文波(绿色区)在黄道面上的传播情况, 其中高阿尔文度的慢太阳风和低阿尔文度的慢太阳风在图中分别以绿色和紫色显示, 该模型将来还需要进一步的统计观测研究来检验其正确性.

无论是向外还是向内传播, 等离子体扰动的阿尔文度可通过σ_c来表示, 它是衡量速度-磁场相关性高低的指标之一. 阿尔文慢太阳风的统计观测[54]显示, 随径向距离的增加σ_c逐渐变小, 可能是由于外传模的减少或是在等离子体不稳定性活跃的流剪切区域内持续产生内传模导致. 另一方面, σ_c的减少通常也与磁场或密度的增强有关, 这也会降低速度-磁场间的阿尔文度.

图4给出0.35 au处的阿尔文慢太阳风与快太阳风、普通慢太阳风各参数的分布图, 可见与快太阳风类似, 阿尔文慢风具有高α粒子丰度(图4(b))、较大的质子数密度通量(图4(c))、明显的α-质子速度差(图4(f))、较小的α温度各向异性(图4(h))[61]. 虽然Stansby等[61]认为, 至少一些阿尔文慢太阳风也起源于冕洞, 但图4中阿尔文慢太阳风在质子径向速度(图4(a))和电子温度(图4(d))的分布上与普通慢太阳风比较接近, 而在相对质子束流(图4(e))和质子温度各向异性(图4(g))的分布上, 这3种太阳风有明显的区别. 也有研究认为, 其中质子束流可

能是磁重联出流区产生强度相当的相互渗透的质子以及出流区外沿离子分界面的低密度束流所形成[62], 速度、质量通量和电子温度等参数的观测特征在阿尔文慢太阳风与快太阳风间的差异, 可能与低日冕中不同的磁场几何位形有关. 可见, 观测的实际情况很是复杂, 需要更多原位和成像观测、数值模拟等诸方面的协同研究才能进一步弄清楚相关慢太阳风的起源问题以及与其中阿尔文波的关系. Solar Orbiter在日心距离0.64 au处观测到的阿尔文慢太阳风的特征也与此类似[59], 进一步研究阿尔文慢太阳风的观测特征以及证认其太阳源区, 对将来更好地理解同类型太阳风的观测极为重要.

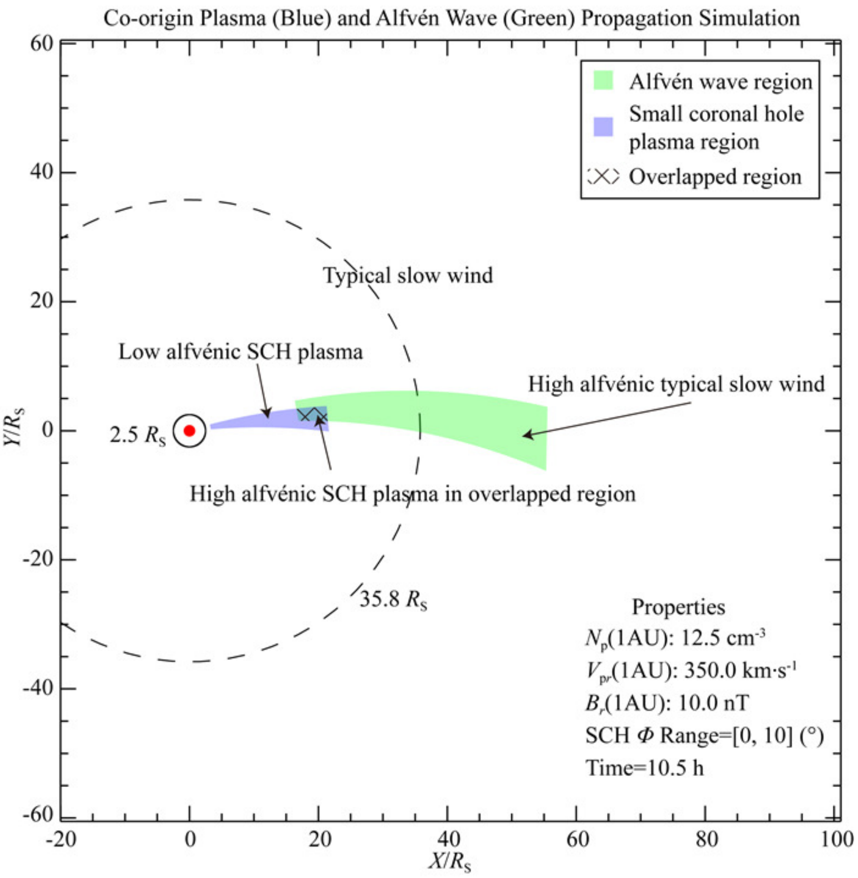

图 3 二维太阳风模型对源于小冕洞等离子体(紫色区)和同源的阿尔文波(绿色区)在空间上的传播, 其中X-Y为黄道面, X为日地连线方向, R_S为太阳半径, 格子图案表示小冕洞等离子体与阿尔文波重叠的区域, 虚线圆表示半径为$35.8R_S$的区域, 右下角为模拟时用到的初始参数. 图片来自文献[60].

Fig. 3 The 2D solar wind model for the propagation of the small coronal hole (SCH) plasma (purple region) and Alfvén waves (green region) originating from the same SCH, where X-Y is in the ecliptic plane, X is the solar-terrestrial direction, R_S is the solar radius, the grids represent the region where the SCH plasma overlaps with the Alfvén waves, and the dashed circle is the region of radius $35.8R_S$, and the initial parameters used in the model are shown in the lower right corner. This figure is from Ref. [60].

通过阿尔文慢太阳风的偏振分析[33], 发现其中出现了离子回旋波和动理学阿尔文波, 凸显了流体尺度上太阳风扰动的阿尔文度在激发动理学波上的重要性. 虽然离子回旋波主要与较强的各向异性相关, 似乎受质子回旋动理学不稳定性的阈值限制, 但动理学阿尔文波的磁压缩性更强, 常与较弱的各

向异性相关, 受磁镜模不稳定性的阈值所限制, 并延伸至平行的火蛇管不稳定区. 也有研究[63–64]指出, 太阳风中阿尔文湍流可由反向串级的那支能谱通过动理学阿尔文波的非线性色散形成的调制不稳定性来驱动, 但研究的背景环境是高速太阳风, 前述慢太阳风中阿尔文湍流的驱动机制有待进一步研究. 这些结果对太阳风中的湍流和耗散理论研究很有帮助.

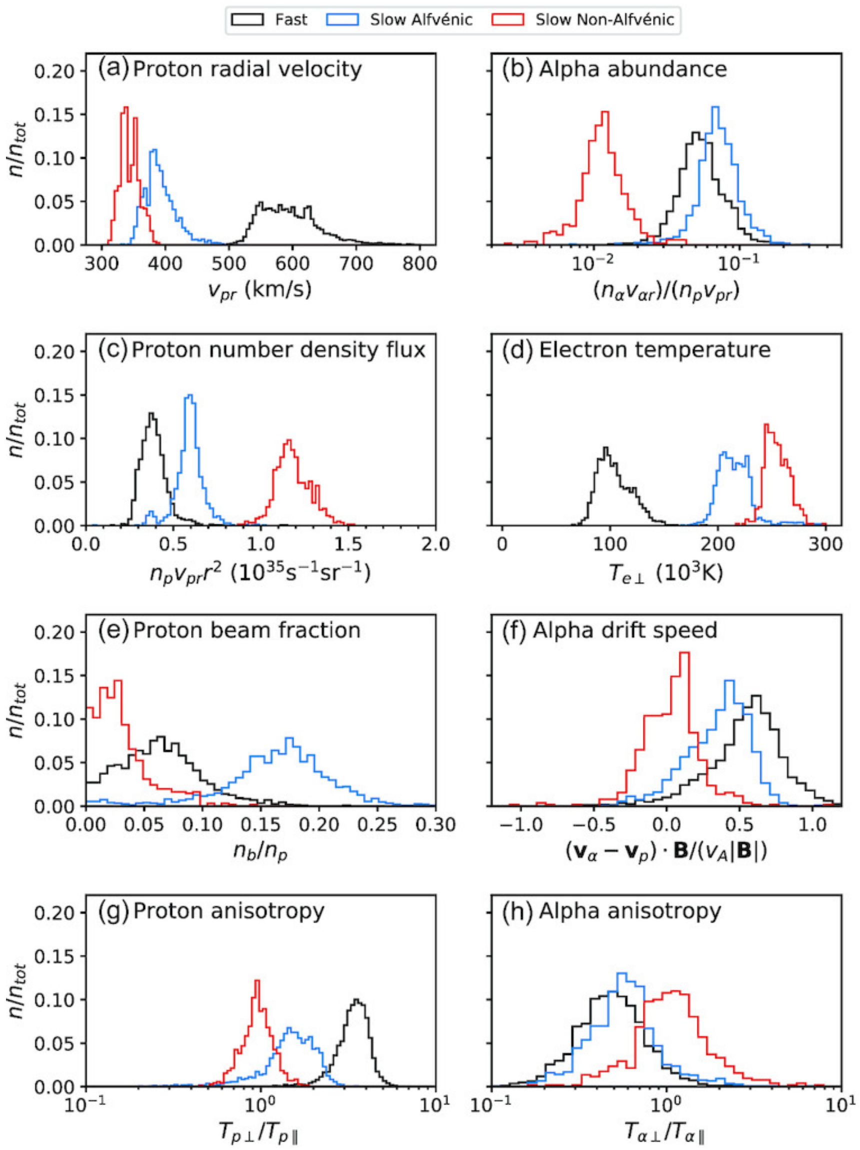

图 4 快太阳风、阿尔文慢太阳风和普通慢太阳风(非阿尔文)的(a)质子径向速度$v_{\rm pr}$、(b) α的相对丰度$n_\alpha v_{\alpha r}/(n_{\rm p}v_{\rm pr})$、(c)质子数密度通量$n_{\rm p}v_{\rm pr}r^2$、(d)电子垂直温度$T_{\rm e\perp}$、(e)相对质子束流$n_{\rm b}/n_{\rm p}$、(f) α-质子速度差$(\boldsymbol{v}_\alpha-\boldsymbol{v}_{\rm p})\cdot\boldsymbol{B}/(v_{\rm A}|\boldsymbol{B}|)$、(g)质子温度各向异性$T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$和(h) α温度各向异性$T_{\alpha\perp}/T_{\alpha\parallel}$的直方图. 图片来自文献[61].

Fig. 4 Histograms of (a) the proton radial speed $v_{\rm pr}$, (b) the relative α abundance $n_\alpha v_{\alpha r}/(n_{\rm p}v_{\rm pr})$, (c) the proton number density flux $n_{\rm p}v_{\rm pr}r^2$, (d) the perpendicular electron temperature $T_{\rm e\perp}$, (e) the relative proton beam $n_{\rm b}/n_{\rm p}$, (f) the α-proton drift speed $(\boldsymbol{v}_\alpha-\boldsymbol{v}_{\rm p})\cdot\boldsymbol{B}/(v_{\rm A}|\boldsymbol{B}|)$, (g) the proton temperature anisotropy $T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$, and (h) the α temperature anisotropy $T_{\alpha\perp}/T_{\alpha\parallel}$ for fast solar, slow Alfvénic, and typical (non-Alfvénic) slow solar winds. This figure is from Ref. [61].

最后, 太阳风环境下与阿尔文波相关的结构及其主要特征、物理特性、起源和影响等总结如下:

1. 磁场折返: 在结构特征上, 磁场径向的极性快速反转, 偏转几度至约180°[41]; 类阿尔文结构中磁场分量发生变化而磁场强度不变, 也有磁场分量与磁场强度都发生变化的情形; 常处于径向速度的局部增强区[6–7], 多伴随阿尔文式速度尖峰[6, 44]. 物理特性上, 大部分具有类阿尔文结构[6–7, 41], 无明显温度变化, 具有自相似性; 少部分具有压缩性[40]. 磁场折返可能源于发散磁漏斗的前边缘附近[40]或太阳风等离子体强膨胀区[42], 或通过日冕底部小振幅阿尔文波的非线性演化[42]形成, 也可能是阿尔文波所形成的旋转间断[11, 43]以及局地磁通量管[9, 41]. 磁场折返可影响局地磁场的动态变化, 使较小尺度上的交叉螺度呈现负值[9].

2. 磁场间断: 太阳风中一种常见的小尺度结构, 间断面两侧的磁场和等离子体参量发生不连续变化, 间断处平行传播的大振幅阿尔文波的相位陡化对质子产生能化现象; 旋转间断有时具有类似磁场折返的结构[43]. 旋转间断可由磁场折返的边界[11]或阿尔文波[43]所形成, 而切向间断则由磁场折返的边界形成, 且出现频率更高[11]. 磁场间断可加速喷流, 激发阿尔文脉冲/尖峰[44], 也可能影响外传阿尔文波的湍动耗散率[10], 引起阿尔文波磁场方向变化的不均匀性[10], 影响对de Hoffmann-Teller参考系速度和阿尔文度的估算.

3. 磁通量绳/管: 常见的一种磁场结构, 具有平滑旋转的磁场结构特征, 呈现螺线管状, 包括行星际日冕物质抛射、磁云、小尺度磁通量绳等不同尺度的现象. 行星际磁云内存在阿尔文波[4, 49, 52], 磁云中心区扰动交叉螺度$|\sigma_c|$和阿尔文度较低; 磁云外层阿尔文扰动振幅较大, $|\sigma_c|$较高[5]; 磁云碰撞时, 阿尔文波间的相互作用可能是能量交换的主要机制[3]; 小尺度磁通量绳中也存在着阿尔文波, 同时伴有离子回旋波[12]. 磁通量绳/管多由太阳爆发活动产生, 小尺度磁通量绳可由磁流体湍流产生[13]. 磁通量绳/管影响太阳风和其中阿尔文波的性质及其动力学演化, 阿尔文波也会破坏磁云的结构, 抑制近日处磁通量绳的产生[13, 53], 而波的耗散可满足其内部等离子体的加热[52].

4. 慢太阳风: 速度低于500 km/s的太阳风, 与快速风相比, 其质子密度较高, 质子温度较低, 电子温度较高, 重离子电离态较高; 通常具有较低的阿尔文度[10], 也有高阿尔文度的情形[54–57], 即阿尔文慢太阳风, 其磁压缩性较低, 而α粒子丰度、α-质子速度差和质子束流都较大[55, 58–59], σ_c随径向距离逐渐变小[54], 其中存在离子回旋波和动理学阿尔文波[33]. 普通慢太阳风起源于盔冕流区附近, 而阿尔文慢太阳风很可能来自冕洞边界[55, 58–59]或是小冕洞[60], 其超径向膨胀可降低太阳风速度[56].

3 太阳风湍流

湍流可使阿尔文波的能量从大尺度串级到小尺度, 在这个过程中能量快速耗散, 从而提高了阿尔文波的耗散率[29]. 太阳风湍流在阿尔文扰动主导的情形下也称为阿尔文湍流, 其性质(如可压缩性、间歇性、各向异性、磁螺度、谱指数等)和演化不仅与阿尔文扰动和湍流所处的当地等离子体环境有密切关系, 而且也受其中发生的物理过程(如等离子体不稳定性、波的反射、对向波的激发、与波有关的共振和非共振相互作用过程等)影响甚大, 造成波能量的转移和耗散, 从而使湍流的性质也发生相应的变化.

3.1 太阳风湍流中的物理过程

快太阳风阿尔文湍流的统计研究中[28], 通过经验模态分解和希尔伯特频谱分析, 在所选事件的谱中没有呈现临界平衡理论所预期的各向异性, 而是类Kolmogorov谱的标度($E(k_{||}) \sim k^{-5/3}$), 对应的间歇性很弱或不存在, 这些都是太阳风阿尔文湍流的明显特征. 快太阳风中反射驱动阿尔文湍流的高分辨率数值模拟结果表明[29], 在日冕底部和阿尔文临界点之间, 阿尔文湍流的串级和耗散的加热将日冕底部阿尔文波功率的50%–70%转移给太阳风, 而同时作功所转移给太阳风的能量仅占日冕底部阿尔文波功率的15%–30%. 图5给出了阿尔文波对太阳风的加热率与对单位体积太阳风所做的功率的比值随日心距离的变化, 包括解析模型的结果(绿点)和不同初始条件下3次数值模拟的结果. 由图可见, 越靠近太阳, 阿尔文波对太阳风的加热比作功

更有效, 但是当日心距离大于约11$R_\odot$后, 阿尔文波的作功比加热稍微更强些, 可见阿尔文波对太阳风的加热和作功明显受到不同日心距离环境的影响.

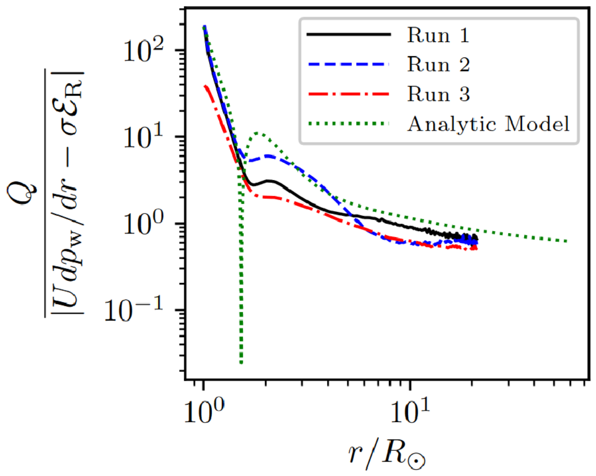

图 5　阿尔文波对太阳风的加热率Q与对单位体积太阳风所做的功率$|U\mathrm{d}p_w/\mathrm{d}r-\sigma\mathcal{E}_R|$的比值随日心距离$r/R_\odot$的变化, 其中$R_\odot$是太阳半径, 包括解析模型的结果(绿点)和不同初始条件下3次数值模拟的结果. 图片来自文献[29].

Fig. 5　The variation of the ratio of the heating rate Q to the rate $|U\mathrm{d}p_w/\mathrm{d}r-\sigma\mathcal{E}_R|$ at which Alfvén waves do work on the solar wind flow per unit volume, where $R_\odot$ is the solar radius, including the analytical results (green dots) and three simulations for different initial conditions. This figure is from Ref. [29].

考虑快太阳风和慢太阳风的情形, 对结构化、膨胀的太阳风中传播的阿尔文湍流进行二维磁流体力学模拟, 模拟中自洽地包含了快慢流剪切、压缩和稀疏等效应[65]. 研究发现, 流相互作用对阿尔文湍流的径向演化影响极大. 阿尔文波的能量在速度剪切区内被耗尽, 同时伴随着归一化交叉螺度的下降; 太阳风流的压缩会加速这一过程. 只有在快速流和慢速流内以及压缩和剪切效应都存在的情况下, 才会发展出类Kolmogorov谱.

低马赫数的三维可压磁流体湍流模拟[66]发现, 可同时激发阿尔文波和磁声波. 在磁压主导(即低β)情况下, 可激发压缩和不可压缩波, 能量主要向阿尔文模转移, 向磁声模转移的相对较少. 在等离子体压力主导(即高β)情况下, 快磁声波和慢磁声波都存在, 没有发现阿尔文波的特征, 而且二维湍流携带很大一部分能量.

在均匀背景磁场下可压缩磁流体力学湍流的数值模拟中, 利用磁流体力学波模的偏振, 将湍流速度和磁场分解为阿尔文模、慢模和快模[67]. 不同交叉螺度、等离子体β和阿尔文马赫数的数值模拟结果表明, 磁流体力学湍流的可压缩成分主要表现为慢模. 分解后的阿尔文模和慢模都表现出类Kolmogorov的幂律谱和明显的各向异性, 波矢主要在垂直于背景磁场的方向上. 传播的阿尔文波和不传播的类阿尔文结构则共存于湍流的不可压扰动中, 传播的慢磁声波和不传播的慢模结构一起构成了湍流中的可压缩部分. 这些结果为理解太阳风湍流中可压和不可压扰动提供了一个新视角.

利用傅里叶空间的非线性扩散方程来模拟从磁流体尺度到电子尺度的强阿尔文波湍流的动理学行为[68], 特别是在靠近太阳时太阳风中常观测到的相向传播波能量之间的不平衡. 在无碰撞情形下, 发生色散效应的尺度等于或大于耗散起作用时的尺度; 高不平衡性和离子朗道阻尼的综合作用使得亚离子尺度上横向磁场的能谱变得更陡. 该谱与太阳风的高阿尔文区(如快太阳风的后缘)观测结果一致, 在较短尺度上具有更浅的能谱. 这表明, 磁场谱的这种特征是来自平衡程度不同的各种太阳风流影响的综合结果.

3.2　太阳风湍流中对向传播的波

对向传播的阿尔文波之间的非线性相互作用可驱动太阳风湍流[27], Elsässer变量z^-代表内传的阿尔文波, 与Elsässer变量z^+表示的外传阿尔文波发生非线性相互作用, 引起湍流的能量串级, 导致太阳风扰动的阿尔文度随日心距离的增加而降低. 近年来PSP的太阳风观测研究显示, 与以往研究结果类似, 外传的阿尔文波相对内传阿尔文波占主导地位, 内传扰动的径向变化与阿尔文速度的大尺度梯度反射产生内传阿尔文波的模型一致[69–70]. 内传阿尔文波还可能由开放磁场线的偏折形成[71], 或者通过阿尔文波湍流和背景太阳风之间的相互作用, 经由非WKB反射将外传阿尔文波转变成内传阿尔文波, 同时湍流则将动量转移给背景流[72]. 基于内传和外传阿尔文波的非线性相互作

用, Tu等[73–74]提出了类WKB湍流理论和太阳风中阿尔文湍流能量串级耗散模型, 能自洽地解释太阳风湍流功率谱随日心距离变化的观测结果以及太阳风中质子加热的现象, 理论结果与卫星的观测一致[36]. 在该湍流能量串级理论模型基础上, 进一步结合回旋波的准线性理论研究表明[75], 阿尔文扰动串级能量驱动的回旋共振机制可阐明垂直磁场方向上质子被加热却在平行方向上被冷却的观测现象.

图6显示了太阳风中内传阿尔文波的统计研究结果[76], 给出了Wind和Voyager 2所观测到的内传(向阳传播)阿尔文扰动事件在所有阿尔文扰动事件中的占比随日心距离的分布. 由图可见, 内传阿尔文波事件的占比随着日心距离的增加而逐渐增加, 这可能由较远距离处的磁流体力学湍流所产生[53]. 这些内传波的变化有时呈现对流结构的特征[77], 尤其在高阿尔文度的太阳风扰动中, z^-的自相关函数通常有很大的下降, 可达无时滞时的25%–65%. 这些特征表明, z^-扰动可由高频白噪声和低频伪结构两部分组成, 分别对应于z^-功率谱的平坦和陡峭部分. 此时, z^-与z^+相互作用形成能量串级过程中, z^-的作用可能不重要. 相对外传阿尔文扰动而言, 内传阿尔文扰动事件的功率谱更加陡峭, 谱强度以及谱的各向异性则更弱[78]. 用以描述参量不稳定性非线性演化过程的弱湍流解析结果[31]显示, 如果沿磁场外传的阿尔文波的频谱e^+最初有一个峰值频率f_0 (在此频率处频谱e^+达到最大), 并且在较小的频率f上有一个红外谱指数$-1 < p < 1$, 那么e^+在f_0附近的频率范围内具有f^{-1}的标度率. 同时, 沿磁场内传的阿尔文波的频谱e^-在该相同频率范围内具有f^{-2}的标度率.

阿尔文湍流中向后传播或反向传播的扰动能产生场向电场, 进而沿当地平均磁场方向间歇性加速粒子[32]. 前向和后向传播的阿尔文波的能量容易通过间歇性的场向电场转移给等离子体, 其时间尺度远小于湍流串级的Kolmogorov时间尺度. 对1 au处太阳风湍流的典型参数, 对向波的混合通过场向电场的非共振相互作用而不是回旋共振来控制湍流场和粒子间的能量交换, 可能导致太阳风速度的快速变化和由此产生的速度谱在10^{-2} Hz以上的拉平、1 au处湍流强度的变化/间歇性及阿尔文波的高反射率.

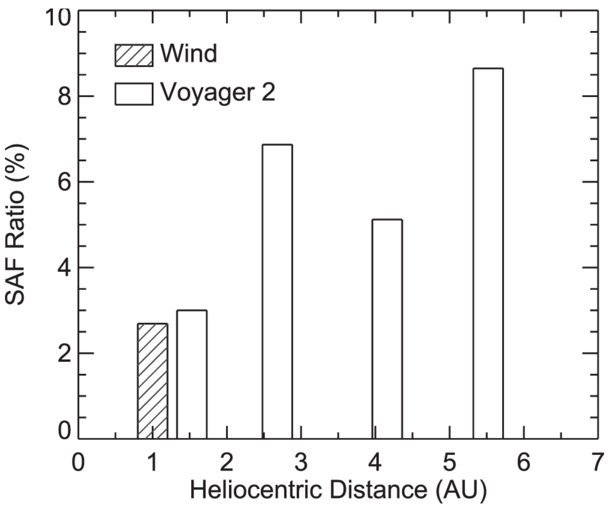

图 6 Wind和Voyager 2所观测到的内传(向阳传播)阿尔文扰动事件在所有阿尔文扰动事件中的占比随日心距离的分布. 图片来自文献[76].

Fig. 6 The distribution of the ratio of inward (sunward) Alfvénic fluctuations to all Alfvénic fluctuations with the heliocentric distance, observed by Wind and Voyager 2. This figure is from Ref. [76].

此外, 太阳风磁流体力学尺度(卫星参考系下从10 s至1000 s)下, 在0.3 au内太阳风湍流的演化过程中, 外传的阿尔文模在整个尺度和观测距离范围内占主导地位, 内传快模的频谱能量密度占比随距离减少, 而内传和外传慢模的能量密度比例随距离增加[70]. 外传的快模和内传的阿尔文模事件在所有距离和尺度范围内都属于少数事件, 不占主导地位. 太阳风可压缩湍流中也出现外传阿尔文波和内传慢波的事件, 对应的质子速度分布中出现双向不对称的束流: 向内的束流出现时间较短, 速度分布较窄, 而向外的束流在高能尾部分布较宽[14]. 这表明多种类型的波粒相互作用(如与阿尔文波和慢磁声波在动理学尺度上的回旋共振和朗道共振)在垂直和平行方向上可协同加热质子. 由阿尔文波和慢波混合形成的惯性尺度湍流在质子动理学尺度上的特征可用对向传播的动理学阿尔文波包或是外传动理学阿尔文波和动理学慢波的混合来解释[79].

4 太阳风全球模型

阿尔文波太阳模型(Alfvén wave solar model)[80]—从色球层上部到日冕和日球层的一个全球模型,基于光球磁场数据来模拟三维磁场拓扑结构, 利用低频阿尔文湍流来加热日冕并加速太阳风. 该模型不需要开放与封闭磁场的边界, 而是让这些边界自洽地形成和发展; 能够自洽地模拟湍流能量的传输和耗散、各向同性的电子加热和各向异性的质子加热, 还具有在全日面尺度的数值模拟中来研究火蛇管不稳定性、磁镜和回旋动理学不稳定性、阿尔文波的反射、非线性的湍流串级等物理过程的能力[30, 80].

目前基于阿尔文波太阳模型, 开展了系列的数值模拟研究, 主要包括:

(1)模拟结果与PSP卫星第1次靠近太阳时的观测相比, 匹配度最高的参数是总磁场强度、阿尔文波扰动水平和平行的等离子体β[81], 模拟的质子温度各向异性虽有所增强, 但仍低于观测值[82]; 图7显示了地球轨道处阿尔文波太阳大气模型(黑线)给出的径向太阳风速度、质子数密度、质子温度和磁场强度与OMNI观测(红线)的比较, 模拟的结果在径向速度、质子密度和质子温度方面与OMNI数据符合较好, 但模拟的磁场强度大部分时间仍小于OMNI数据;

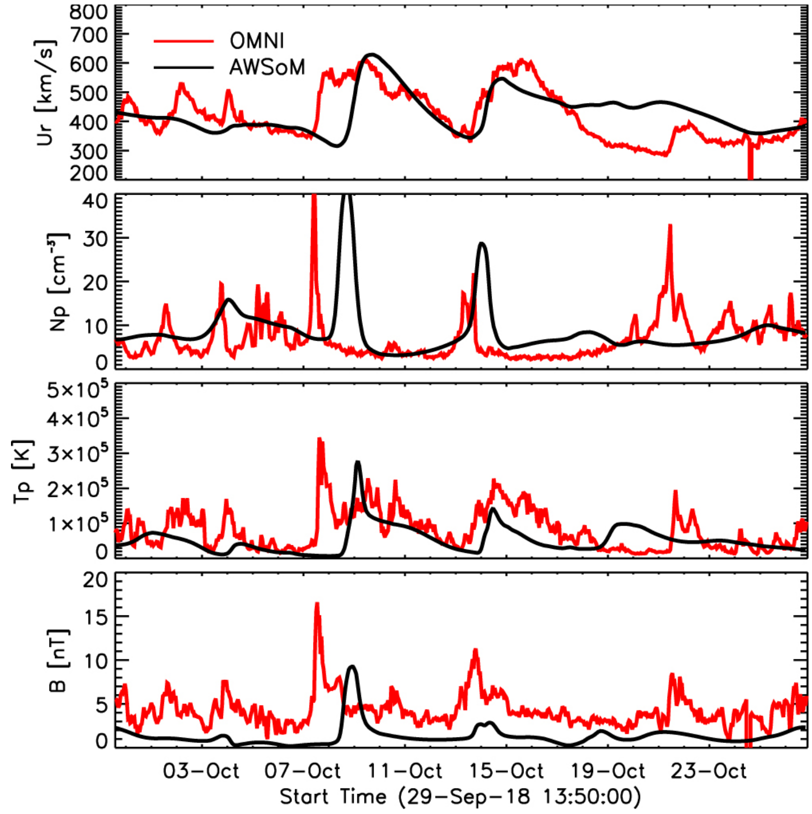

图 7 地球轨道处阿尔文波太阳大气模型(Alfvén Wave Solar atmosphere Model, AWSoM)给出的径向太阳风速度$U_{\rm r}$, 质子数密度$N_{\rm p}$, 质子温度$T_{\rm p}$和磁场强度B与OMNI数据的比较. 图片来自文献[82].

Fig. 7 Comparison of the radial solar wind speed $U_{\rm r}$, proton number density $N_{\rm p}$, proton temperature $T_{\rm p}$, and magnetic field strength B of the Alfvén wave solar atmosphere model (AWSoM) output along the Earth orbit with the OMNI data. This figure is from Ref. [82].

(2)模拟结果可重现观测到的慢速和快速太阳风的双峰分布、太阳风速和日冕源温度之间的关系, 与其他类型的模拟结果相比, 阿尔文波太阳模型的太阳风特征与观测数据符合最佳[83];

(3)在慢速($<400\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$)太阳风的模拟中发现了比快太阳风更高的电荷态, 支持了慢速风起源于封闭的冕环并通过重联间歇性释放的假设; 同时还发现, 冕洞边界具有较高的电子密度和温度, 能引起更快的电离, 使来自冕洞边界的慢太阳风也具有高电荷态, 该过程提供了具有高电荷态的慢太阳风的另外一种形成机制[84];

(4)研究日冕物质抛射引发的效应, 结果表明, 日冕物质抛射鞘区中的湍流能量以及激波处强的波反射区共同使波的耗散率增加100倍以上, 而波的能量因磁通量绳的绝热膨胀而大大减少, 最后的质子温度各向异性受动理学不稳定性的约束而达到与太阳风观测一致的水平[30].

其他类型的太阳风全球模型研究也取得不少进展, 得到了与卫星观测一致的结果. 考虑阿尔文波的传输和耗散, 对应的太阳风磁流体力学数值模拟结果很好地再现了PSP第1次接近太阳时观测到的等离子体参数(如密度、矢量磁场和径向速度)相同的太阳风大尺度的观测特征, 从而更有把握来估计此处太阳风的源区[85]. 当快太阳风和慢太阳风(包含快慢流剪切、压缩和稀疏等效应)同时引入时, 对结构化、膨胀的太阳风中阿尔文扰动的二维磁流体力学模拟[65]发现流相互作用强烈地影响阿尔文湍流的径向演化, 阿尔文波能量在速度剪切区内耗尽, 同时伴随归一化交叉螺度的下降, 压缩效应可促进这一过程, 最终重现出类Kolmogorov谱的特征. 还有数值模拟考虑了亚阿尔文太阳风、背景太阳风的加速以及背景密度和磁场的不均匀性等因素[86], 也取得较好的模拟结果. 值得一提的是, 对向传播的阿尔文波之间的相互作用是引发阿尔文湍流的重要机制之一[87–88], 基于该机制的太阳风模型则需要设置一些形成内传阿尔文波的物理过程, 其中一种可能的过程是由阿尔文速度径向变化引起的反射过程[89–91]. 将来可进一步研究这些不同太阳风全球模型的优缺点, 取长补短, 并结合最新的PSP和Solar Orbiter等观测资料, 构建一个完整的综合考虑太阳风中诸多效应的太阳风全球模型, 这将对太阳风动力学、阿尔文扰动/湍流在日球层的传输和转移、太阳风加热和加速等重要研究方向有极大帮助.

5　太阳风中的等离子体不稳定性

太阳风背景等离子体参数范围较广, 其中又夹杂复杂磁场结构, 可能满足一些合适的参数阈值条件从而引起相应的等离子体不稳定性, 激发不同类型的等离子体波, 影响粒子的动理学行为和太阳风等离子体的热力学性质. 下面主要介绍太阳风中与阿尔文波相关的参量衰变不稳定性、火蛇管不稳定性等研究工作.

5.1　参量衰变不稳定性

太阳风湍流的三维理想磁流体力学模拟中[92], 在较宽范围的背景湍流振幅下, 不同振幅阿尔文波的参量衰变不稳定性的增长率往往低于线性理论的预期和非湍流的情形, 中间产生的密度扰动与磁流体慢波的特征一致[93], 可成为1 au观测到太阳风中慢波的产生机制之一, 凸显了密度变化对湍流特征及太阳风等离子体加热的影响. 阿尔文波的参量衰变不稳定性在中等β日球等离子体片中也可激发慢波, 观测上也提供了一些间接的线索[34]. 理论上, 在太阳风中宽带阿尔文波背景下, 阿尔文波和慢波间的非线性相互作用, 可产生离子回旋尺度上的阿尔文波和慢波[94].

太阳风通过参量不稳定性过程为不同频率的阿尔文波提供了一个过滤机制. 相应的模拟研究[95]指出, 低频($f_0 \lesssim 10^{-4}$ Hz)阿尔文波的参量衰变不稳定性的最大增长率受太阳风加速和膨胀效应的抑制, 中频($f_0 \approx 10^{-3.5}$ Hz)阿尔文波的增长率太小, 在1 au以内没有发生参量衰变不稳定性的迹象, 所以在太阳风中的传播效率相对较高. 该过程可解释观测到的密度扰动趋势和交叉螺度的演化.

关于太阳风中阿尔文衰变不稳定性的研究, 大多数的初始条件都假设圆偏振的阿尔文波. 当线偏振的阿尔文波中出现衰变不稳定性时, 与圆偏振的

情形不同, 波的陡化为从母波到散射波的转换提供了能量转移通道, 其中的非线性反射可解释太阳风中内传与外传阿尔文扰动的能量比随距离增加的现象[96]. 图8显示的是向左(E_{fl})和向右(E_{fr})传播的阿尔文波能量之比$\bar{R}(r)$ ($\equiv E_{fl}/E_{fr}$)随日心距离的变化, 其中模拟的结果(蓝色线)与观测结果符合, 主要是通过阿尔文波的衰变不稳定性过程产生内传的阿尔文波, 可用来解释内传与外传阿尔文扰动的能量比随日心距离的变化特征.

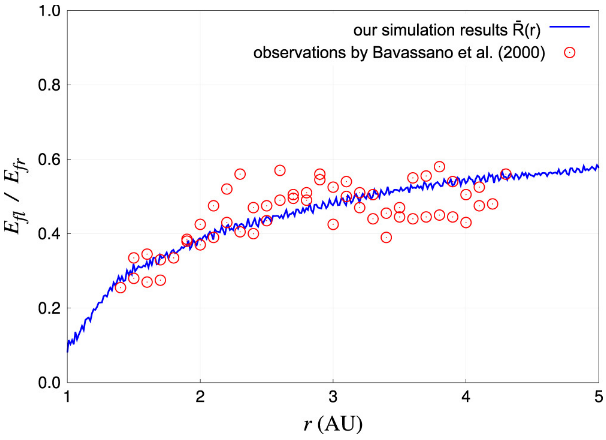

图 8 由模拟(蓝色线)和文献[97]中的观测(红圈)给出的向左(E_{fl})和向右(E_{fr})传播的阿尔文波能量之比$\bar{R}(r)$ ($\equiv E_{fl}/E_{fr}$)随日心距离r的变化. 图片来自文献[96].

Fig. 8 Energy ratio $\bar{R}(r)$ ($\equiv E_{fl}/E_{fr}$) of leftward (E_{fl}) and rightward (E_{fr}) propagating Alfvén waves from the simulations (blue curve) and the observations (red circles) from Ref. [97] versus the heliocentric distance r. This figure is from Ref. [96].

基于弱湍流理论来研究太阳风湍流参量不稳定性的非线性演化, 其解析结果显示, 该不稳定性可引起阿尔文波的反向串级, 不稳定性的非线性演化导致外传阿尔文波的频谱与Helios卫星在此处快太阳风的观测结果一致(即$f \gtrsim 3 \times 10^{-4}$ Hz范围内的f^{-1}标度).

5.2 火蛇管不稳定性

在PSP对磁场折返的观测事件[11]中, 通过分析其中粒子和等离子体波的特征, 发现73%的事件中, 磁场折返具有阿尔文波的类似特征, 相应的磁场强度保持不变, 其余27%的事件中磁场折返具有可压缩性, 相应的磁场强度和密度扰动都有变化; 磁场折返的边界可视为旋转间断或切向间断, 而旋转间断出现的频率更高些. 这些观测特征可用火蛇管不稳定性来解释, 也是形成磁场折返的候选机制之一[11].

磁场折返也可能是一种局域的磁通量管, 对应于火蛇管不稳定性发展的饱和阶段. 通过分析与磁场折返有关的磁场和等离子体扰动发现, 磁场折返具有局域磁通量管的特征, 与周围背景等离子体不同, 其平行速度和离子β值都较高, 大概是由于磁通量管内含有较热的等离子体[35]. 折返前后的磁场偏转表明存在着一个总的轴向电流, 该电流集中在通量管表面相对窄的边界层上, 并决定了管内的磁场扰动.

在行星际磁通量管之间发生交换重联的出流区, 能化后的等离子体也具有火蛇管不稳定性, 并且在进一步能量转换过程中产生阿尔文波[50]. 在交换重联的出流区, 大量磁能被不断地释放和转换, 其中质子和电子速度分布沿着磁场方向的展宽表明了此处存在等离子体的加热现象.

此外, 阿尔文波太阳模型在全日面尺度的数值模拟中, 不仅能自洽地模拟湍流能量的传输和耗散、电子和质子的加热, 而且能研究包括火蛇管不稳定性在内的多种不稳定性过程(包括磁镜和回旋动理学不稳定性等), 已被应用于太阳风和太阳大气的诸多宏观和微观物理过程的数值模拟[30, 80–81]中, 将在太阳风等离子体火蛇管不稳定性的研究中发挥重要作用.

6 太阳风的加热与加速

湍流的串级使能量在垂直方向上串级到小尺度, 注入的能量最终转化为等离子体的热能. 阿尔文扰动是太阳风湍流的重要组成部分, 会对湍流串级过程产生重要影响, 进而成为太阳风加热与加速过程中不能忽略的一个重要因素. 本节主要介绍与阿尔文扰动相关的太阳风加热与加速方面的研究进展, 以帮助读者了解阿尔文波在相关物理过程中所起的作用.

在高速太阳风中反射驱动的阿尔文湍流高分辨率的数值模拟中[29], 从日冕底部到阿尔文临界点处, 阿尔文扰动通过串级和耗散将其初始功率的50%–70%转给太阳风粒子, 通过作功仅将其初始功率的15%–30%转给到太阳风粒子. 这些能量转移占比并不固定, 与模拟所采用的光球边界条件有关. 在反射驱动阿尔文波湍流的三维磁流体力学模拟中, 外传波与内传波之间发生非线性相互作用[98]. 当等离子体参数如阿尔文速度和密度沿通量管随高度平滑变化时, 该模型提供不了等离子体加热和快太阳风加速所需的能量. 但当沿开放磁场存在密度扰动时, 即考虑压缩波的影响, 可提高湍流耗散率, 从而也提高了太阳风的加热率和加速率.

根据卫星在太阳风中等离子体波和质子速度分布的观测特征[14], 发现在可压缩条件下, 会出现外传的阿尔文波和内传的慢磁声波, 两者之间存在着非线性相互作用; 对应的质子速度分布中将出现双向不对称的束流: 向阳的束流时间较短、速度分布较窄, 而背阳的束流在高能尾部分布较宽, 在平行和垂直方向上可能通过多种类型的波粒相互作用(如与这两种波的回旋共振和朗道共振)加热质子.

在低β等离子体湍流中, 圆偏振阿尔文波参量衰变不稳定性演化的三维混合模拟显示, 与线性Vlasov的理论结果相比, 作为不稳定性过程产物的离子声模阻尼率变小, 但由于离子声波的朗道阻尼, 可在平行于背景磁场方向上加热离子[99]. 在这样的低β湍动等离子体中, 参量衰变不稳定性是低频阿尔文波在远大于离子动理学尺度上能量耗散的一个重要途径.

阿尔文波太阳模型[30, 80–81]可用来模拟太阳风湍流中能量的传输和耗散过程以及电子和质子不同的加热特征, 包括解析理论研究中不好处理的火蛇管不稳定性、磁镜和回旋动理学不稳定性以及阿尔文波的反射等物理过程中粒子的加速和加热问题. 其模拟结果可同太阳风实际观测现象进行比较, 在此基础上可对该模型进行修正和改进, 使模拟结果更符合太阳风的原位观测, 尤其是PSP和Solar Orbiter在内日球的原位观测, 进一步明确与阿尔文波相关的耗散过程在不同种类粒子加热和太阳风加速中的作用.

最后, 图9展示了1 au处Wind卫星和5.4 au处Ulysess卫星对行星际日冕物质抛射的观测, 包括磁场强度、质子数密度、太阳风速度、观测与预期温度的比值以及代表阿尔文度的Err等参数, 图中富含阿尔文扰动的区域以天蓝色表示, 而阿尔文扰动较少的区域以浅粉色表示. 由图可见, 行星际日冕物质抛射内部也常观测到阿尔文扰动, 在1.0 au处的磁场强度下, 湍流串级率在富含阿尔文扰动区域要远大于阿尔文扰动发生率低的区域, 能满足当地等离子体加热的要求[51]. 在阿尔文扰动发生率低的区域, 其湍流串级率在磁场强度下降时仍能保持稳定. 可见, 阿尔文扰动的耗散可造成行星际日冕物质抛射内部磁耗散和当地等离子体加热.

7 总结与展望

阿尔文波作为太阳风中大量存在的一种波动模式, 与太阳风中的磁场折返、磁场间断、磁通量绳/管、慢太阳风等关系密切, 不仅影响其中等离子体动力学性质, 而且在特定阈值条件下通过参量衰变不稳定性、火蛇管不稳定性、反射、非线性串级等过程引起粒子的能化或等离子体加热, 并影响这些结构的存在时标. 在阿尔文波主导的太阳风湍流中, 阿尔文扰动或与其他波模通过等离子体不稳定性、波的反射、对向波的激发、与波有关的共振和非共振相互作用等物理过程, 引起粒子的能化, 进一步影响湍流的性质(如可压缩性、间歇性、各向异性、磁螺度、谱指数等). 基于低频阿尔文湍流来加热日冕并加速太阳风的全球模型—阿尔文波太阳模型能自洽地模拟湍流能量的传输和耗散、电子和质子的加热, 并能在全日面尺度的数值模拟中来研究火蛇管不稳定性、磁镜和回旋动理学不稳定性、阿尔文波的反射、非线性的湍流串级等物理过程.

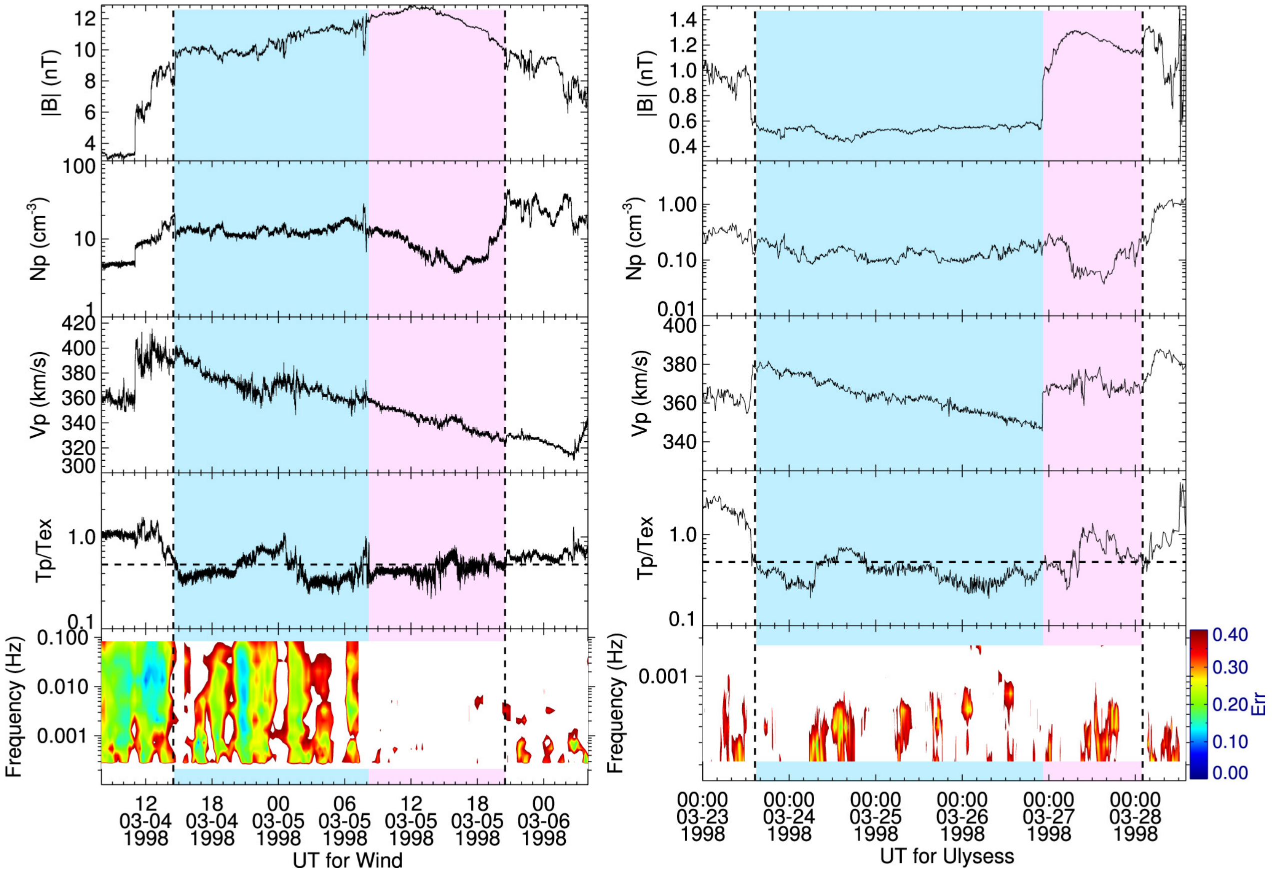

图 9　Wind卫星在1 au处(左)和Ulysess卫星在5.4 au处(右)对行星际日冕物质抛射(两竖直虚线之间)的观测. 从上到下, 依次是磁场强度$|\boldsymbol{B}|$, 质子数密度$N_{\rm p}$, 太阳风速度$V_{\rm p}$, 观测与预期温度的比值$T_{\rm p}/T_{\rm ex}$以及代表阿尔文度的Err等参数. 天蓝色区域代表富含阿尔文扰动(Alfvénic fluctuation, AF)的区域, 浅粉色区域则是阿尔文扰动较少的区域. 图片来自文献[51].

Fig. 9　The interplanetary coronal mass ejection (between two vertical dashed lines) observed by Wind (left) at 1 au and Ulysess (right) at 5.4 au. From top to bottom, there are the magnetic field strength $|\boldsymbol{B}|$, the proton number density $N_{\rm p}$, the solar wind speed $V_{\rm p}$, the ratio of the observed to the expected temperature $T_{\rm p}/T_{\rm ex}$, and the parameter Err for the Alfvénicity, respectively. The AF-rich and AF-lack regions are denoted by the sky blue area and the light pink area, respectively. This figure is from Ref. [51].

目前, 以上基于对太阳风中阿尔文波相关的观测、理论和模拟的研究都取得了很多进展, 凸显了阿尔文波/扰动在相关现象和物理过程中的重要性. 随着PSP和Solar Orbiter的近日观测资料越来越多, 结合目前的研究趋势, 未来太阳风中阿尔文波的相关研究可集中在以下5个方面: 第一, 内日球层亚阿尔文速太阳风性质的研究以及其中的湍流、扰动的各向异性、间歇性、磁场折返等与阿尔文波之间的关系, 阐明阿尔文波在其中所起的作用; 第二, 利用最新的观测数据, 不断改进和完善太阳风全球模型(如阿尔文波太阳模型), 尤其是要提高磁场外推方法的准确性; 同时明确不同太阳风全球模型的优缺点、取长补短, 并结合最新的观测资料构建一个综合考虑太阳风中诸多效应的全球模型, 将对太阳风动力学、阿尔文扰动/湍流在日球层的传输和转移、太阳风加热和加速等重要研究方向有极大帮助; 第三, 将内日球阿尔文波/扰动事件与可能的太阳源区联系起来, 这不仅需将原位观测数据与遥测成像资料结合, 而且需要借助更精准的太阳风全球模型来实现, 这同太阳风的起源问题有密

切关系; 第四, 理论研究方面, 在太阳风中阿尔文波的观测背景条件下, 结合PSP和Solar Orbiter的最新观测资料, 在波的耗散机制上发展定量或半定量的方法来同实际观测资料进行比较, 从而提出更符合观测限制条件的耗散机制也是一个重要的研究方向. 同时, 波的耗散机制也涉及等离子体不稳定性(如参量衰变不稳定性和火蛇管不稳定性)和波粒相互作用的动理学过程, 可加强与观测的联系, 如与磁场折返、磁通量管、阿尔文波式脉冲/尖峰等现象相关联的加热和粒子动力学行为等, 也是不可或缺的一个研究方面. 在该方向上, 阿尔文慢太阳风中动理学波模和等离子体不稳定性过程的研究都覆盖了前述理论内容, 有助于理解慢太阳风的性质和能量耗散. 这些具体问题的解决, 也有助于对太阳风全球模型的改进和完善, 以解决目前模型结果与部分观测结果不一致的问题; 最后, 太阳风中阿尔文波数值模拟研究对理解前述4个方面的问题具有重要价值, 不仅有助于解决理论上一些难以处理的非线性和非均匀问题, 而且模拟结果可与观测进行直接比对, 未来可通过借鉴理论研究方面的结果, 开发新的模拟方法, 如: (1)对从耗散尺度(粒子尺度)直到注入区的过程进行模拟, 将有助于理解阿尔文湍流的耗散和等离子体加热等关键问题; (2)对阿尔文慢太阳风的模拟, 以弄清与其他快慢太阳风间的联系和区别, 确认其源区问题; (3)模拟研究太阳风的磁场折返, 以厘清与阿尔文波的关系, 研究其在太阳风各过程中的作用; (4)对阿尔文波在磁通量管中的传播和相互作用进行模拟, 包括其中发生的等离子体加热和加速过程以及等离子体波的激发等, 其研究结果可应用于行星际和太阳大气等环境中. 以上这5个方面问题的研究, 仍有较长的路要走. 希望将来PSP、Solar Orbiter、先进天基太阳天文台(ASO-S)以及其他内日球卫星的更多新观测资料能提供更加丰富翔实的信息, 推动以上相关研究, 揭示阿尔文波在太阳风中更多的观测特征和演化过程、与其他不同尺度结构间的关系和相互作用及其在太阳风加速和加热过程中的作用.

致谢 本研究利用了NASA天体物理数据系统书目服务.

参考文献

[1] Srivastava N, Schwenn R. The Origin of the Solar Wind: An Overview // Scherer K, Fichtner H, Marsch E. The Outer Heliosphere: Beyond the Planets. Katlenburg-Lindau: Copernicus, 2000: 12-40
[2] Verscharen D, Klein K G, Maruca B A. LRSP, 2019, 16: 5
[3] Raghav A N, Kule A. MNRAS, 2018, 476: L6
[4] Wang Z, Feng X, Zheng J. ApJ, 2019, 887: L18
[5] Good S W, Kilpua E K J, Ala-Lahti M, et al. ApJ, 2020, 900: L32
[6] Kasper J C, Bale S D, Belcher J W, et al. Nature, 2019, 576: 228
[7] Tenerani A, Velli M, Matteini L, et al. ApJS, 2020, 246: 32
[8] Dudok de Wit T, Krasnoselskikh V V, Bale S D, et al. ApJS, 2020, 246: 39
[9] McManus M D, Bowen T A, Mallet A, et al. ApJS, 2020, 246: 67
[10] Erofeev D V. Ge&Ae, 2020, 59: 1081
[11] Larosa A, Krasnoselskikh V, Dudok de Wit T, et al. A&A, 2021, 650: A3
[12] Shi C, Zhao J, Huang J, et al. ApJ, 2021, 908: L19
[13] Chen Y, Hu Q, le Roux J A. ApJ, 2019, 881: 58
[14] He J, Tu C, Marsch E, et al. ApJ, 2015, 813: L30
[15] Louarn P, Fedorov A, Prech L, et al. A&A, 2021, 656: A36
[16] Alfvén H. Nature, 1942, 150: 405
[17] Alfvén H. Cosmical Electrodynamics, International Series of Monographs on Physics. London: Clarendon Press, 1963: 80
[18] 许敖敖, 唐玉华. 宇宙电动力学导论. 北京: 高等教育出版社, 1987: 179
[19] Cramer N F. The Physics of Alfvén Waves. Berlin: Wiley VCH, 2001: 14
[20] Kivelson M G, Russell C T. Introduction to Space Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1995: 390
[21] 曹晋滨, 李磊, 吴季, 等. 太空物理学导论. 北京: 科学出版社, 2001: 298
[22] 涂传诒, 宗秋刚, 何建森, 等. 日地空间物理学(日球层物理). 北京: 科学出版社, 2020: 153
[23] Belcher J W, Davis L. JGR, 1971, 76: 3534
[24] Belcher J W, Solodyna C V. JGR, 1975, 80: 181
[25] Denskat K U, Burlaga L F. JGR, 1977, 82: 2693
[26] Burlaga L F. SSRv, 1979, 23: 201
[27] van Ballegooijen A A, Asgari-Targhi M. ApJ, 2016, 821: 106
[28] Carbone F, Telloni D, Sorriso-Valvo L, et al. Univ, 2020, 6: 116

[29] Perez J C, Chandran B D G, Klein K G, et al. JPlPh, 2021, 87: 905870218
[30] Manchester W, Van Der Holst B. Journal of Physics: Conference Series, 2017, 900: 012015
[31] Chandran B D G. JPlPh, 2018, 84: 905840106
[32] Ragot B R. ApJ, 2019, 887: 42
[33] Telloni D, Bruno R, D'Amicis R, et al. ApJ, 2020, 897: 167
[34] Li H, Li N, Wang C, et al. ApJ, 2020, 889: L16
[35] Krasnoselskikh V, Larosa A, Agapitov O, et al. ApJ, 2020, 893: 93
[36] 涂传诒. 地球科学进展, 2002, 17: 806
[37] Tu C Y, Marsch E. SSRv, 1995, 73: 1
[38] Bruno R, Carbone V. LRSP, 2013, 10: 2
[39] Sahraoui F, Hadid L, Huang S. RvMPP, 2020, 4: 4
[40] Bale S D, Horbury T S, Velli M, et al. ApJ, 2021, 923: 174
[41] Chen Y, Hu Q, Zhao L, et al. ApJ, 2021, 914: 108
[42] Mallet A, Squire J, Chandran B D G, et al. ApJ, 2021, 918: 62
[43] Shoda M, Chandran B D G, Cranmer S R. ApJ, 2021, 915: 52
[44] He J, Zhu X, Yang L, et al. ApJ, 2021, 913: L14
[45] Magyar N, Van Doorsselaere T, Goossens M. ApJ, 2019, 882: 50
[46] González C A, Tenerani A, Matteini L, et al. ApJ, 2021, 914: L36
[47] Yang Y H, Chao J K, Lee L. ApJ, 2020, 904: 195
[48] Paschmann G, Sonnerup B U Ö, Haaland S E, et al. JGR, 2020, 125: e28044
[49] Raghav A N, Kule A. MNRAS, 2018, 480: L6
[50] He J, Zhu X, Chen Y, et al. ApJ, 2018, 856: 148
[51] Li H, Wang C, Richardson J D, et al. ApJ, 2017, 851: L2
[52] Li H, Wang C, He J, et al. ApJ, 2016, 831: L13
[53] Chen Y, Hu Q, Zhao L, et al. ApJ, 2020, 903: 76
[54] D'Amicis R, Bruno R. ApJ, 2015, 805: 84
[55] D'Amicis R, Bruno R, Matteini L. AIPC, 2016, 1720: 040002
[56] D'Amicis R, Matteini L, Bruno R. MNRAS, 2019, 483: 4665
[57] Wu H, Tu C, Wang X, et al. ApJ, 2021, 922: 92
[58] Perrone D, D'Amicis R, De Marco R, et al. A&A, 2020, 633: A166
[59] D'Amicis R, Bruno R, Panasenco O, et al. A&A, 2021, 656: A21
[60] 齐兆辉, 刘勇, 刘若炎. 地球物理学报, 2021, 64: 3837
[61] Stansby D, Matteini L, Horbury T S, et al. MNRAS, 2020, 492: 39
[62] Lavraud B, Kieokaew R, Fargette N, et al. A&A, 2021, 656: A37
[63] Leamon R J, Smith C W, Ness N F, et al. JGR, 1999, 104: 22331
[64] 宋礼庭, 谢伦. 地球物理学报, 2003, 46: 433
[65] Shi C, Velli M, Tenerani A, et al. ApJ, 2020, 888: 68
[66] Andrés N, Clark di Leoni P, Mininni P D, et al. PhPl, 2017, 24: 102314
[67] Yang L, Zhang L, He J, et al. ApJ, 2018, 866: 41
[68] Miloshevich G, Passot T, Sulem P L. ApJ, 2020, 888: L7
[69] Chen C H K, Bale S D, Bonnell J W, et al. ApJS, 2020, 246: 53
[70] Zhu X, He J, Verscharen D, et al. ApJ, 2020, 901: L3
[71] He J, Pei Z, Wang L, et al. ApJ, 2015, 805: 176
[72] Chandran B D G, Perez J C, Verscharen D, et al. ApJ, 2015, 811: 50
[73] Tu C Y, Pu Z Y, Wei F S. JGR, 1984, 89: 9695
[74] Tu C Y. JGR, 1988, 93: 7
[75] 涂传诒, 李曼柯. 空间科学学报, 1993, 13: 253
[76] Li H, Wang C, Belcher J W, et al. ApJ, 2016, 824: L2
[77] Wang X, Tu C Y, He J S, et al. JGR, 2018, 123: 57
[78] Wu H, Wang X, Tu C, et al. JGR, 2017, 122: 9768
[79] Roberts O W, Narita Y, Escoubet C P. AnGeo, 2018, 36: 47
[80] van der Holst B, Sokolov I V, Meng X, et al. ApJ, 2014, 782: 81
[81] van der Holst B, Huang J, Sachdeva N, et al. ApJ, 2022, 925: 146
[82] van der Holst B, Manchester W B, Klein K G, et al. ApJ, 2019, 872: L18
[83] Hazra S., Réville V, Perri B, Strugarek A, et al. ApJ, 2021, 910: 90
[84] Oran R, Landi E, van der Holst B, et al. ApJ, 2015, 806: 55
[85] Réville V, Velli M, Panasenco O, et al. ApJS, 2020, 246: 24
[86] Tenerani A, Velli M. ApJ, 2017, 843: 26
[87] Kraichnan R H. PhFl, 1965, 8: 1385
[88] Iroshnikov P S. AZh, 1963, 40: 742
[89] Velli M. A&A, 1993, 270: 304
[90] Heinemann M, Olbert S. JGR, 1980, 85: 1311
[91] Hollweg J V, Isenberg P A. JGR, 2007, 112: A08102
[92] Shi M, Li H, Xiao C, et al. ApJ, 2017, 842: 63
[93] Bowen T A, Badman S, Hellinger P, et al.ApJ, 2018, 854: L33
[94] Zhao J S, Voitenko Y, De Keyser J, et al. ApJ, 2018, 857: 42
[95] Shoda M, Yokoyama T, Suzuki T K. ApJ, 2018, 860: 17
[96] Shoda M, Yokoyama T. ApJ, 2016, 820: 123
[97] Bavassano B, Pietropaolo E, Bruno R. JGR, 2000, 105: 15959
[98] Asgari-Targhi M, van Ballegooijen A A, Shoda M. JPhCS, 2018, 1100: 012002
[99] Fu X, Li H, Guo F, et al. ApJ, 2018, 855: 139

Advances in the Alfvén Wave Research in the Solar Wind

YANG Lei[1,2,3] SUN Chang[1,3] LI Jia-wei[1,3]

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(2 State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)
(3 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract Alfvén waves are ubiquitous in the solar wind and have important implications for the plasma heating and acceleration. The advances in Alfvén wave research in the solar wind in recent years are summarized from the aspects of solar wind structures, solar wind turbulence, global models of the solar wind, plasma instabilities (the parametric decay instability and firehose instability), and the solar wind heating and acceleration. In view of the current research trend, the future research of Alfvén waves is foreseen in three directions: the sub-Alfvénic solar winds, global models of the solar wind and solar source regions.

Key words waves, plasmas, solar wind, magnetohydrodynamics (MHD), magnetic fields